

ИЗМЕНЕНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В МЕТАЛЛИЧЕСКОЙ ПОРОШКОВОЙ СРЕДЕ ПРИ ЕЕ ВЗРЫВНОМ КОМПАКТИРОВАНИИ

В. В. Пай, Я. Л. Лукьянов, И. В. Яковлев, Г. Е. Кузьмин

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск

Рассматривается распространение плоской ударной волны постоянной интенсивности по металлической порошковой среде, находящейся в магнитном поле. Подробно исследуется процесс компрессии магнитного поля ударно-индуцированной волной проводимости в среде. Считается, что величина макроскопической электрической проводимости монотонно растет от нуля до своего максимального значения и остается постоянной за фронтом ударной волны. Решение задачи об определении магнитного поля получено в приближении, когда характерное время изменения поля много больше времен конвекции и диффузии через фронт. Определена зависимость магнитного поля от координаты и времени внутри фронта ударной волны.

В последнее время значительное внимание уделяется возникновению ударно-индуцированных волн проводимости в гомогенных и гетерогенных средах. Оказывается, что такие волны являются хорошим инструментом для решения задач коммутации в области сильноточной техники, а также компрессии магнитного поля [1, 2]. Особый интерес исследователей вызывает процесс ударно-волнового компактирования металлических порошков в присутствии магнитного поля [3, 4]. Большие значения массовой скорости ($\approx 1 \div 2$ км/с), легко реализуемые в порошковых средах при относительно низких давлениях (≈ 10 ГПа), а также высокие значения макроскопической электрической проводимости (характерные для монокристаллических металлов) за фронтом ударной волны позволяют достичь высокой степени компрессии начального магнитного поля. С другой стороны, возмущение, вносимое волной проводимости в существующее магнитное поле, содержит информацию о структуре фронта ударной волны и может быть использовано для определения ее параметров.

1. Распространение ударной волны в среде с изменяющейся проводимостью в присутствии магнитного поля в одномерной постановке. Пусть плоская ударная волна с шириной фронта δ движется вдоль оси x с постоянной скоростью D по изначально непроводящей среде, помещенной в магнитное поле (рис. 1). Вектор напряженности магнитного поля \mathbf{H} перпендикулярен плоскости чертежа (см. рис. 1, а), значит, поле описывается одной скалярной функ-

цией $H = H(x, t)$. Перейдем в систему отсчета, движущуюся вместе с фронтом ударной волны, так что фронт занимает отрезок $-\delta \leq x \leq 0$. Массовая скорость в этой системе $V(x)$ и проводимость порошка $\sigma(x)$ предполагаются известными, причем перед волной $V|_{x \leq -\delta} = D$, $\sigma|_{x \leq -\delta} = 0$, а за волной $V|_{x \geq 0} = V_0 = \text{const}$, $\sigma|_{x \geq 0} = \sigma_0 = \text{const}$, где σ_0 — проводимость металла. Качественный характер изменения $V(x)$, $\sigma(x)$ показан на рис. 1, б, в.

Поведение магнитного поля $H(x, t)$ в области $\{-\delta < x < \infty, t > 0\}$ описывается уравнением магнитной гидродинамики [5], включающим диффузионный и конвективный члены:

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{1}{\mu_0 \sigma(x)} \frac{\partial H(x, t)}{\partial x} - V(x) H(x, t) \right) = \frac{\partial H(x, t)}{\partial t}, \quad (1)$$

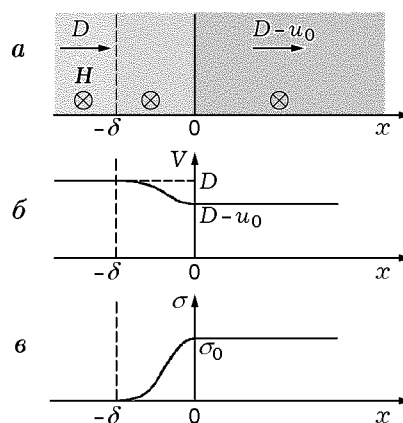


Рис. 1. Изменение скорости и проводимости среды в ударной волне

где μ_0 — магнитная постоянная. Начальное распределение $H(x, 0)$ при $-\delta \leq x < \infty$ и граничное условие $H(-\delta, t)$ при $t \geq 0$ — заданные функции. Для среды, мгновенно приобретающей неограниченную проводимость, задача компрессии магнитного поля в аналогичной физической постановке рассматривалась в работах [3, 6]. Вопросы, связанные с нарушением условия квазинейтральности среды и с процессами длительностью порядка времен поляризации металлического компакта, исследовались в [7].

Найдем вначале решение уравнения (1) в области $\{0 < x < \infty, t > 0\}$ с начальным условием $H = H(x, 0)$ и граничным условием $H = H(0, t)$. В этой области уравнение (1) является уравнением с постоянными коэффициентами:

$$\frac{1}{\chi_0} \frac{\partial^2 H}{\partial x^2} - V_0 \frac{\partial H}{\partial x} = \frac{\partial H}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь и ниже используем обозначение $\chi_0 = \mu_0 \sigma_0$.

Полагая без ограничения общности $H(0, 0) = 0$, выпишем решение этой задачи в виде [8]

$$H(x, t) = (v_1(x, t) + v_2(x, t)) \times \exp \left[\frac{\chi_0 V_0}{2} \left(x - \frac{V_0}{2} t \right) \right], \quad (3)$$

где

$$v_1(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{\sqrt{\chi_0}}{\sqrt{t}} \left[\exp \left(-\frac{\chi_0(x-\xi)^2}{4t} \right) - \exp \left(-\frac{\chi_0(x+\xi)^2}{4t} \right) \right] H(\xi, 0) \exp \left(-\frac{\chi_0 V_0}{2} \xi \right) d\xi, \quad (4)$$

$$v_2(x, t) = \frac{1}{2\sqrt{\pi}} \int_0^t \frac{\sqrt{\chi_0} x}{(t-\tau)^{3/2}} H(0, \tau) \times \exp \left(\frac{\chi_0 V_0^2}{2} \tau \right) \exp \left(-\frac{\chi_0 x^2}{4(t-\tau)} \right) d\tau. \quad (5)$$

Прежде чем приступить к решению задачи в области $\{-\delta < x < 0, t > 0\}$, укажем на ряд обстоятельств, существенно упрощающих анализ уравнения (1). Как правило, для получения прочных компактов используются порошки с характерным размером частиц

$d \approx 10 \div 100$ мкм. В сильных ударных волнах при достижении плотности компактов ≥ 98 % от плотности монолита ширина фронта ударной волны $\delta \approx d$, а ее скорость $\approx 2 \div 3$ км/с. Таким образом, характерное время конвекции через фронт $\tau_c \approx \delta/D \approx (0,5 \div 1,0) \cdot 10^{-7}$ с. Время диффузии магнитного поля через фронт $\tau_d \approx \mu_0 \sigma_0 d^2 \approx 10^{-7} \div 10^{-8}$ с. Характерное время изменения магнитного поля $\tau_v \approx L/D$, где L — размер области, занимаемой полем. В задачах компрессии магнитного поля или при измерении массовой скорости за фронтом ударной волны $L \approx 2 \cdot 10^{-2}$ м, следовательно, $\tau_v \approx 10^{-5}$ с $\gg \tau_c, \tau_d$.

При таких условиях в области $\{-\delta < x < 0, t > 0\}$ магнитное поле медленно меняется с течением времени и в этом смысле является квазистационарным. Это позволяет, считая t параметром и однократно интегрируя (1) по x , получить

$$\frac{1}{\mu_0 \sigma(x)} \frac{\partial H}{\partial x} - V H = \frac{1}{\chi_0} \frac{\partial H}{\partial x} \Big|_{x=0} - V_0 H(0, t). \quad (6)$$

Сделаем оценку первого члена в правой части, для чего воспользуемся полученным выше решением за ударной волной (3)–(5). Имеем

$$\frac{\partial H(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} = \frac{\partial v_1}{\partial x} \Big|_{x=0} \exp \left(-\frac{\chi_0 V_0^2}{4} t \right) + \left[\frac{\partial v_2}{\partial x} \Big|_{x=0} + v_2(0, t) \frac{\chi_0 V_0}{2} \right] \exp \left(-\frac{\chi_0 V_0^2}{4} t \right).$$

Несложные, но громоздкие выкладки дают

$$\frac{\partial v_1}{\partial x} \Big|_{x=0} \exp \left(-\frac{\chi_0 V_0^2}{4} t \right) = \chi_0 V_0 \left[\frac{1}{\sqrt{\pi \chi_0 t} V_0} \times \int_{\chi_0 V_0^2 t/4}^\infty H \left(\frac{2\sqrt{t}\sqrt{z}}{\sqrt{\chi_0}} - V_0 t, 0 \right) e^{-z} dz - \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{\sqrt{\chi_0 t} V_0/2}^\infty H \left(\frac{2\sqrt{t}y}{\sqrt{\chi_0}} - V_0 t, 0 \right) e^{-y^2} dy \right].$$

Легко видеть, что с ростом времени оба слагаемых быстро затухают, т. е. начальные данные «забываются».

Используя оценку

$$\int_a^\infty e^{-y^2} dy < \sqrt{\pi} e^{-a^2/2},$$

получаем

$$\frac{\partial v_1}{\partial x} \Big|_{x=0} \exp\left(-\frac{\chi_0 V_0^2}{4} t\right) < \chi_0 V_0 \left[\frac{1}{\sqrt{\pi} \sqrt{\chi_0 t} V_0} \times \right. \\ \left. \times \exp\left(-\frac{\chi_0 V_0^2}{4} t\right) + \frac{1}{2} \exp\left(-\frac{\chi_0 V_0^2}{8} t\right) \right] \max_x H.$$

При $\chi_0 V_0^2 t/4 \gg 1$ имеем

$$\left| \frac{\partial v_1}{\partial x} \Big|_{x=0} \right| \exp\left(-\frac{\chi_0 V_0^2}{4} t\right) \ll \chi_0 V_0 \max_x H.$$

Опуская промежуточные вычисления, получаем также

$$\left[\frac{\partial v_2}{\partial x} \Big|_{x=0} + \frac{\chi_0 V_0}{2} v_2(0, t) \right] \exp\left(-\frac{\chi_0 V_0^2}{4} t\right) = \\ = \frac{\chi_0 V_0}{2} H(0, t) - \frac{\chi_0 V_0}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\chi_0 t} V_0/2} H\left(0, t - \frac{4\beta^2}{\chi_0 V_0^2}\right) \times \\ \times e^{-\beta^2} d\beta - \frac{4}{\sqrt{\pi} V_0} \int_0^{\sqrt{\chi_0 t} V_0/2} \dot{H}\left(0, t - \frac{4\beta^2}{\chi_0 V_0^2}\right) e^{-\beta^2} d\beta.$$

Сделаем оценку этого выражения при условии $\chi_0 V_0^2 \tau_v/4 \gg 1$. При $\beta \approx 1$, когда подынтегральное выражение заметно отличается от нуля, выполняется соотношение $4\beta^2 \tau_v/\chi_0 V_0^2 \tau_v \ll \tau_v$ и справедливо разложение

$$H\left(0, t - \frac{4\beta^2}{\chi_0 V_0^2}\right) \approx H(0, t) - H(0, t) \frac{4\beta^2}{\chi_0 V_0^2},$$

$$\dot{H}\left(0, t - \frac{4\beta^2}{\chi_0 V_0^2}\right) \approx \dot{H}(0, t),$$

где опущены члены следующего порядка малости. Тогда

$$\left[\frac{\partial v_2}{\partial x} \Big|_{x=0} + \frac{\chi_0 V_0}{2} v_2(0, t) \right] \exp\left(-\frac{\chi_0 V_0^2}{4} t\right) \approx \\ \approx \frac{\chi_0 V_0}{2} H(0, t) \left[1 - \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\chi_0 t} V_0/2} e^{-\beta^2} d\beta \right] - \\ - \frac{\dot{H}(0, t)}{V_0} \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\sqrt{\chi_0 t} V_0/2} e^{-\beta^2} d\beta.$$

Таким образом, при рассмотренных условиях

$$\frac{\partial H(x, t)}{\partial x} \Big|_{x=0} \approx -\frac{\dot{H}(0, t)}{V_0}$$

или

$$\left| \frac{1}{\chi_0} \frac{\partial H}{\partial x} \Big|_{x=0} \right| \approx \frac{|H(0, t)|}{\tau_v \chi_0 V_0} \ll |H(0, t)| V_0.$$

Физически этот результат очевиден, поскольку, как показано выше, в уравнении (2) при $x = 0$ диффузионным членом можно пренебречь в сравнении с конвективным.

В таком случае уравнение (6) равносильно следующему:

$$\frac{1}{\mu_0 \sigma(x)} \frac{\partial H}{\partial x} - V H = -V_0 H(0, t).$$

Решением этого уравнения является функция

$$H(x, t) = H(-\delta, t) e^{\alpha(x)} \times \\ \times \frac{1 + e^{\alpha(0)} \int_x^0 \mu_0 \sigma(\xi) e^{\alpha(0) - \alpha(\xi)} V_0 d\xi}{1 + e^{\alpha(0)} \int_{-\delta}^0 \mu_0 \sigma(\xi) e^{\alpha(0) - \alpha(\xi)} V_0 d\xi},$$

где

$$\alpha(x) = \int_{-\delta}^x \mu_0 \sigma(\xi) V(\xi) d\xi.$$

Отсюда, в частности, находится функция $H(0, t)$, входящая в решение (3)–(5).

Для упрощения дальнейшего анализа воспользуемся соотношением для векторного потенциала \mathbf{A} магнитного поля:

$$\mu_0 \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} = -\frac{\text{rot } \mathbf{H}}{\sigma} + \mu_0 [\mathbf{V} \times \mathbf{H}],$$

которое следует из соотношений для электрического поля \mathbf{E} в движущейся среде и из определения \mathbf{E} через векторный и скалярный потенциалы в отсутствие свободных зарядов. В одномерном случае

$$\frac{\partial A}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \frac{\partial H}{\partial x} - V H = -V_0 H(0, t) = \\ = -\frac{V_0 H(-\delta, t) e^{\alpha(0)}}{1 + e^{\alpha(0)} \int_{-\delta}^0 \mu_0 \sigma(\xi) e^{-\alpha(\xi)} V_0 d\xi}.$$

Но поскольку $H(-\delta, t) = \frac{\partial A}{\partial x} \Big|_{x=-\delta}$, получаем

$$\frac{\partial A}{\partial t} \Big|_{x=-\delta} + V_* \frac{\partial A}{\partial x} \Big|_{x=-\delta} = 0, \quad (7)$$

где

$$V_* = \frac{V_0 e^{\alpha(0)}}{1 + e^{\alpha(0)} \int_{-\delta}^0 \mu_0 \sigma(\xi) e^{-\alpha(\xi)} V_0 d\xi}. \quad (8)$$

Соотношение (7) показывает, что решение задачи следует искать в виде бегущей волны. При этом V_* представляет собой эффективную скорость «вмораживания» магнитного поля. С уменьшением значения V_* магнитный поток через фронт ударной волны убывает, следовательно, увеличивается скорость компрессии магнитного поля перед фронтом.

2. Осесимметричная задача распространения ударной волны в материале в присутствии магнитного поля. Будем рассматривать эту задачу, не накладывая ограничений на значение магнитного числа Рейнольдса Re_m . В работе [9] изучался случай, когда во фронте волны $Re_m \ll 1$.

Пусть характерные размеры области изменения поля \mathbf{H} будут $\sim L \gg \delta$. Тогда для радиальной составляющей поля H_r , имея в виду оценки $\partial H_r / \partial r \sim H_r / L$, $\partial^2 H_r / \partial r^2 \sim H_r / L^2$ и т. п. и опуская величины малого порядка, получаем уравнение, аналогичное (1) и с такими же граничными и начальными условиями.

Воспользуемся полученными результатами. Пусть при $t = t_0$ в интервале $x < -\delta$ потенциал $\mathbf{A}(x, r, t_0) = \mathbf{A}_0(x, r)$. Тогда согласно (7) для области $\{x < -\delta, t > t_0\}$ будет справедливо решение $\mathbf{A}(x, r, t) = \mathbf{A}_0(x - V_*(t - t_0), r)$.

Если начальное магнитное поле в области $x < -\delta$ было создано токовым кольцом, находящимся за фронтом ударной волны, то в дальнейшем в лабораторной системе отсчета магнитное поле перед фронтом будет эквивалентно полю, создаваемому токовым кольцом, движущимся со скоростью $u^* = D - V_*$ вдоль оси x в направлении движения ударной волны.

Если токовый источник находится перед фронтом ударной волны (рис. 2), магнитное поле является суперпозицией полей источника и его изображения, располагающихся на одинаковых расстояниях от фронта. Действительно, если векторный потенциал источника есть $A_0(x - x_*, r)$, где x_* — координата источника в системе фронта ударной волны ($dx_*/dt = D$),

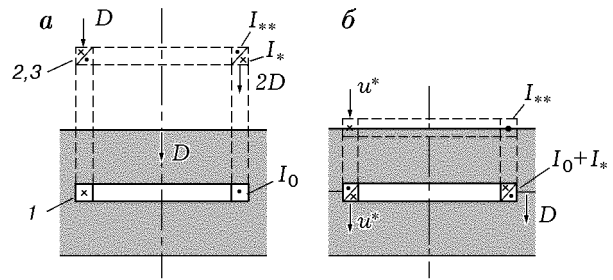


Рис. 2. Схема движения изображений источника:

1 — источник, 2, 3 — изображения

а потенциал изображения есть $kA_0(-x - x_* - 2\delta, r)$, то в плоскости фронта при $x = -\delta$ результирующий потенциал будет

$$A(x, r, t) = (1 + k)A_0(-x_* - \delta, r).$$

Тогда

$$\frac{\partial A}{\partial t} \Big|_{x=-\delta} = (1 + k) \frac{\partial A_0(-x_* - \delta, r)}{\partial t},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial A}{\partial x} \Big|_{x=-\delta} &= \frac{\partial A_0(x - x_*, r)}{\partial x} \Big|_{x=-\delta} + \\ &+ k \frac{\partial A_0(-x - x_* - 2\delta, r)}{\partial x} \Big|_{x=-\delta} = \\ &= \frac{1}{D} (k - 1) \frac{\partial A_0(-x_* - \delta, r)}{\partial t}. \end{aligned}$$

Следовательно,

$$\frac{\partial A}{\partial x} \Big|_{x=-\delta} = \frac{1}{D} \frac{k - 1}{k + 1} \frac{\partial A}{\partial t} \Big|_{x=-\delta}.$$

Сопоставляя с (8), получим

$$V_* = -D \frac{k + 1}{k - 1}.$$

Отсюда $k = -(D - V_*) / (D + V_*)$. Поэтому если источник представляет собой токовое кольцо с током I_0 , то изображение будет кольцом с током $I_* = kI_0$. Поскольку $V_* \leq D$, изображение всегда имеет ток, противоположный по направлению току источника. Однако данное решение справедливо только в случае, когда ударная волна движется к изначально бесконечно удаленному источнику. В случае же, когда источник включается на конечном расстоянии от фронта ударной волны, к уже рассмотренной системе источник — изображение необходимо

добавить второе изображение, представляющее собой кольцо с током $I_{**} = -I_*$. Второе изображение, как и первое, возникает синхронно с включением источника симметрично источнику относительно фронта, и в дальнейшем его расстояние до фронта остается неизменным. Легко видеть, что появление второго изображения обеспечивает непрерывность векторного потенциала в начальный момент времени, что является необходимым ввиду физического требования ограниченности значений напряженности электрического поля, а следовательно, и величины $\partial A/\partial t$ в любой момент времени. В реальном эксперименте необходимо учитывать переходные процессы, в течение которых условия квазистационарности не выполняются. Действительно, в момент включения источника или внезапного возникновения ударной волны на конечном расстоянии от него второе изображение может не появиться или оказаться меньшим по амплитуде тока, чем первое. Это связано с тем, что в начальный момент не выполняются условия квазистационарности процесса компрессии магнитного поля. Спустя промежуток времени τ такой, что $\mu_0\sigma_0 V_0^2\tau \gg 1$, когда реализуются условия квазистационарности, уже нельзя утверждать, что поле перед ударной волной не испытало возмущения и совпадает с начальным полем источника. Поэтому на самом деле необходимо требовать непрерывности во времени магнитного поля, уже возмущенного начальным нестационарным процессом компрессии. Окончательное решение вопроса о втором изображении зависит от конкретно реализованных начальных условий компрессии.

Рассмотрим асимптотическое поведение скорости V_* при внезапном неограниченном возрастании проводимости при $u \geq u_*$. Для этого проанализируем поведение V_* при следующих условиях. Пусть $\sigma(x) = 0$ при $-\delta \leq x \leq x_*$ и $\sigma(x) = \sigma_0$ при $x_* \leq x \leq 0$, причем значения σ_0 столь велики, что $\alpha(0) \gg 1$. Тогда

$$V_* = \frac{V_0 e^{\alpha(0)}}{1 + e^{\alpha(0)} \int_{-\delta}^0 \mu_0 \sigma(\xi) e^{-\alpha(\xi)} V_0 d\xi} \frac{\partial A}{\partial x} \Big|_{x=-\delta} \approx \frac{1}{\int_{-\delta}^0 \mu_0 \sigma(\xi) e^{-\alpha(\xi)} d\xi} = \frac{1}{\int_{x_*}^0 \chi_0 e^{-\alpha(\xi)} d\xi}. \quad (9)$$

Здесь опущен член $e^{-\alpha(0)} \ll 1$. Поскольку $\alpha(\xi)$ — монотонно растущая функция, обратная функция $\xi(\alpha)$ — также монотонная функция аргумента α . Следовательно,

$$\begin{aligned} \int_{x_*}^0 \chi_0 e^{-\alpha(\xi)} d\xi &= \int_0^{\alpha(0)} \chi_0 e^{-\alpha} \frac{d\xi}{d\alpha} d\alpha = \\ &= \int_0^{\alpha(0)} \frac{e^{-\alpha}}{D - u(\alpha)} d\alpha = \frac{1}{D - u_*} + \\ &+ \int_0^{\alpha(0)} \frac{e^{-\alpha}}{[D - u(\alpha)]^2} \frac{du}{d\alpha} d\alpha. \end{aligned}$$

В последнем интеграле сделаем оценку:

$$\frac{du}{d\alpha} \sim \frac{u(\alpha)}{\alpha(0)} \sim \frac{D - u(\alpha)}{\alpha(0)},$$

тогда

$$\begin{aligned} \int_0^{\alpha(0)} \frac{e^{-\alpha}}{[D - u(\alpha)]^2} \frac{du}{d\alpha} d\alpha &\sim \int_0^{\alpha(0)} \frac{e^{-\alpha}}{[D - u(\alpha)]\alpha(0)} d\alpha \sim \\ &\sim \frac{1}{(D - u_*)\alpha(0)} \ll \frac{1}{D - u_*}. \end{aligned}$$

Значит, в рассмотренном случае $V_* = D - u_*$, $u^* = u_*$, что, естественно, совпадает с результатами работы [3].

Аналогично исследуется случай $\text{Re}_m \ll 1$, что эквивалентно условию $\alpha(0) \ll 1$. Действительно, при этом условии $V_* \approx D - u_0$, что соответствует результату, полученному в [9]. Значит, поскольку

$$\frac{\partial A}{\partial t} + (D - u_0) \frac{\partial A}{\partial x} = 0,$$

поле не искажается в системе отсчета, движущейся относительно лабораторной с массовой скоростью за фронтом u_0 .

Все изложенное выше справедливо и для точечного источника магнитного поля при условии, что он находится от фронта ударной волны на расстоянии много большем, чем

его ширина, так как при этом оказывается выполненным условие квазистационарности процесса. Следовательно, из принципа суперпозиции полученные решения применимы для источников в виде произвольно ориентированных магнитных диполей, а значит, и для токовых петель произвольной формы. Единственное необходимое и достаточное условие применимости квазистационарного приближения состоит в том, что расстояние от токовой петли должно быть много больше ширины фронта ударной волны. Соответственно геометрическая форма изображения источника будет зеркальным отображением формы источника относительно фронта ударной волны.

3. Постановка и анализ эксперимента. Рассмотрим эксперимент (рис. 3), в котором реализуются обе указанные выше схемы размещения источника магнитного поля перед и за ударной волной. На плоский слой толщиной 10 мм алюминиевого порошка с размерами частиц $36 \div 63$ мкм падает плоская ударная волна, сформированная составным зарядом взрывчатого вещества, состоящим из генератора плоской волны и основного заряда из гексогена. Диаметр заряда 85 мм, что позволяет пренебречь краевыми эффектами при сопоставлении экспериментальных данных с результатами расчетов. Для предотвращения фильтрации продуктов детонации заряд взрывчатого вещества и порошок разделены 4-миллиметровым слоем фторопласта. Точно посередине слоя порошка размещено токовое кольцо (диаметр витка 30 мм), служащее источником магнитного поля. Под слоем порошка расположена измерительная ка-

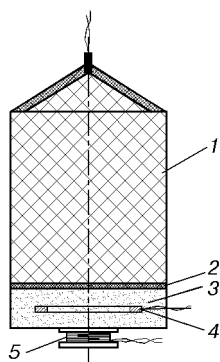


Рис. 3. Схема экспериментальной сборки:

1 — заряд ВВ, 2 — фторопластовая прокладка, 3 — порошок, 4 — токовое кольцо, 5 — измерительная катушка

тушка диаметром 20 мм, имеющая десять витков.

В момент времени $t_0 = 0$ через токовое кольцо протекает ток $I_0 = 5,7$ А, не меняющийся в дальнейшем во времени. В момент $t_1 = 1$ мкс в порошок входит ударная волна. Спустя короткий промежуток времени, необходимый для выхода на квазистационарный режим возмущения магнитного поля источника, формируется его изображение. В лабораторной системе отсчета изображение движется со скоростью $2D$ (в эксперименте $D = 3,2$ км/с) к измерительной катушке, вызывая в последней ЭДС индукции. В момент $t_2 = 2,6$ мкс выхода фронта ударной волны на токовое кольцо, изображение сливается с оригиналом. При этом магнитный потенциал в пространстве перед ударной волной, созданный вновь образовавшимся при слиянии источником в виде витка с током $I = I_0 + I_*$, удовлетворяет векторному уравнению Лапласа. Следовательно, спустя короткий промежуток времени, необходимый для выхода на квазистационарный режим возмущения магнитного поля, последнее вне порошка опять будет создаваться изображением кольца с током $I = I_0 + I_*$, движущимся со скоростью $u^* = D - V_*$ по направлению к измерительной катушке. При этом сигнал с измерительной катушки скачком меняет амплитуду и знак. Полученная осциллограмма ЭДС индукции измерительной катушки изображена на рис. 4. Здесь же приведена расчетная зависимость ЭДС от времени для значения $u^* = 0,5$ км/с.

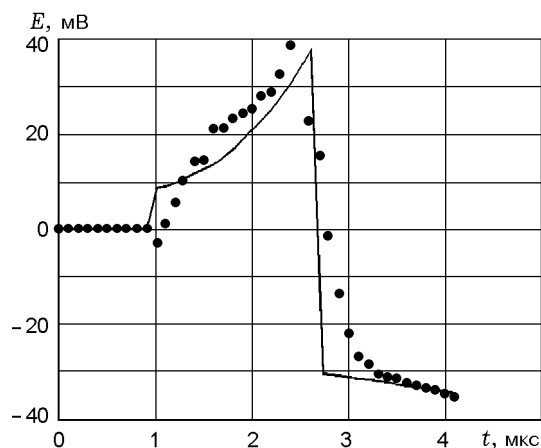


Рис. 4. Экспериментальная (точки) и расчетная (линия) зависимости ЭДС индукции от времени в измерительной катушке

Как видно из сравнения, основные различия экспериментальной и расчетной зависимостей $E(t)$ связаны с переходными процессами возникновения изображения и его слияния с источником. Из осциллограммы видно, что время переходных процессов составляет $\tau_* \approx 0,5$ мкс. При $\sigma_0 \approx 2 \cdot 10^7$ (Ом·м)⁻¹ (это соответствует половине проводимости монолитного алюминия) получается $\mu_0 \sigma_0 (D - u_0)^2 \tau_* / 4 \approx 5$, что вполне обеспечивает переход к квазистационарному режиму компрессии магнитного поля. Второе изображение в данном случае оказывается столь слабым, что его можно не учитывать.

Таким образом, разработана физическая модель процесса возмущения магнитного поля в порошкообразных средах ударно-индуцированными волнами проводимости. Экспериментально показано хорошее согласие теории с результатами опыта по компактированию металлического порошка в присутствии магнитного поля, создаваемого токовым кольцом. Установлено, что возмущение магнитного поля содержит информацию о структуре фронта ударной волны. Такая информация позволяет определить параметры ударно-волнового нагружения, а также условия получения максимальной компрессии магнитного поля ударно-индуцированной волной проводимости.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Кнопфель Г.** Кумуляция электромагнитной энергии // Физика высоких плотностей энергии. М.: Мир, 1974. С. 188–209.
2. **Накопление** и коммутация энергии больших плотностей. М.: Мир, 1979.
3. **Биченков Е. И., Гилев С. Д., Рябчун А. М., Трубачев А. М.** Ударно-волновой метод генерации мегагауссных магнитных полей // ПМТФ. 1987. № 3. С. 15–24.
4. **Биченков Е. И., Гилев С. Д., Трубачев А. М.** Ударно-индуцированные волны проводимости в электрофизическом эксперименте // ПМТФ. 1989. № 2. С. 132–145.
5. **Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.** Электродинамика сплошных сред. М.: Наука, 1982.
6. **Bichenkov E. I., Gilev S. D., Riabchun A. M., Trubachev A. M.** Shock-wave method for generation of megagauss magnetic fields // Megagauss technology and pulsed power applications. New York: Plenum Press, 1987. P. 89–105.
7. **Биченков Е. И.** Структура стационарной токовой волны, создаваемой ударной волной в проводящем материале с поперечным полем // Физика горения и взрыва. 1997. Т. 33, № 4. С. 113–127.
8. **Тихонов А. Н., Самарский А. А.** Уравнения математической физики. М.: Наука, 1972.
9. **Пай В. В., Яковлев И. В., Кузьмин Г. Е.** Исследование ударного сжатия композиционных пористых сред невозмущающим электромагнитным методом // Физика горения и взрыва. 1996. Т. 32, № 2. С. 124–129.

Поступила в редакцию 13/VI 2000 г.